

## 蒸発・凝縮過程による同軸円筒状凝縮相間の流れ － 凝縮相のもつ有限熱伝導性と潜熱の影響 －

大西 善元、藤 貴洋  
鳥取大学工学部応用数理工学科

On evaporation and condensation flows of a vapor between the cylindrical  
condensed phases with finite thermal conductivity  
－ Coupling effects of the finite thermal conductivity and the latent heat －

Yoshimoto ONISHI and Takahiro FUJI

Department of Applied Mathematics and Physics, Faculty of Engineering,  
Tottori University, Tottori 680-8552, Japan  
E-mail: onishi@damp.tottori-u.ac.jp

**Abstract:** Motions of a vapor between the coaxial cylindrical condensed phases have been studied based on the *fluid dynamic formulation*. Owing to the fact that the thermal conductivity of the condensed phases is finite compared to that of their vapor, the cylindrical condensed phases have temperature fields as their internal structures. The existence of the internal structures has already been found to change drastically the roles of the latent heat parameter, leading to the existence of the maximum values of the mass and energy flows. The present study is concerned with these maxima of the mass and energy flows as the coupling effects of the finite thermal conductivity ratio of the cylindrical condensed phases and of the latent heat parameter.

**Key Words:** Fluid Dynamic Formulation, Phase changes, Cylindrical condensed phases with finite thermal conductivity, Condensed phase with temperature field as its internal structure.

### 1. はじめに

凝縮相(液相、固相)のもつ熱伝導係数は、通常の場合、気相のそれに比べて一桁以上大きい。これを、思い切って無限大として、これまで多くの蒸発・凝縮問題が、理論解析、数値シミュレーションを問わず、解析されてきており、定性的ならびに定量的に多くの知見、情報が得られている。ところが、最近になって、凝縮相のもつ有限熱伝導性が蒸発・凝縮過程によって形成される流れ場に大きな影響を及ぼすことが、気体論方程式系 [1] に基づくシミュレーション解析<sup>2,3</sup>において、具体的な形で、明らかにされ、以来、これに関する幾多の研究が、気体論的方程式系のみならず**流体力学的定式化**[4]に基づいてなされてきている。「流体力学的定式化」は、気体論方程式系と等価な流体力学的レベルでの支配方程式系である。凝縮相の熱伝導性が気相のそれに対して有限か無限大かということは、凝縮相内にその内部構造としての温度場が形成されるか否かということである。凝縮相有限熱伝導性の最たる影響は、蒸発・凝縮量およびエネルギー流量に最大値を与える潜熱が存在するということであろう。凝縮相の熱伝導性を無限大と理想化した場合、蒸発・凝縮量およびエネルギー流量は潜熱パラメーターと共に比較的単純に増加する。このことを考え合わせると、凝

縮相有限熱伝導性の影響によって、潜熱パラメーターの果たす役割が定性的に大きく異なってくることが分かる。このことは工学的に非常に重要である。つまり、熱・エネルギー輸送システムにおける作動流体として、どのような潜熱をもつ媒質が適切であるかということを教えてくれる。

蒸発・凝縮量およびエネルギー流量と潜熱パラメーターとの関係および流量の最大値等について、我々の研究室でかなりの研究が既になされてきている。ここでは、有限熱伝導性をもつ凝縮相が曲率をもつ場合に、流量と潜熱パラメーターとの関係がどのような影響を受けるのか、そしてまた、系の Knudsen 数あるいは Reynolds 数の影響がどのような形で流量に現れるのかを調べてみた。取り上げた問題は同軸円筒状凝縮相間の蒸発・凝縮問題である。支配方程式系は、当然ながら、気体論方程式系 [1] であるべきであるが、ここでは、それと等価でかつ比較的扱い易い流体力学的レベルでの支配系、つまり、流体力学的定式化 [4] を使う。

この種の問題において生じる最大の困難は、凝縮相の界面温度は、未知の変数で(時間の関数)、境界条件として予め指定することはできないということにある。そのため、未知の界面温度を時々刻々予測する何某かの適切な方法を開発し、シミュレーションスキームに

組み込む必要がある。この方法は既に開発済みであるが、これを組み込んでも、この種の問題ではまだまだ相当膨大な計算時間を必要とする。この状況は、気体論方程式系に基づく解析においては一段と深刻な問題となる。このような事情からも、相変化を伴う流れ問題を通常の流体力学的レベルで取り扱える支配系としての流体力学的定式化の有用性は認識できよう。

## 2. 問題の定式化

同軸円筒状凝縮相間の凝縮性気体の流れ場を考える。内側凝縮相は内外径としてそれぞれ  $R_0, R_1$  をもち、その厚さは  $D_1$  ( $R_0 < R_1 = R_0 + D_1$ ) とし、外側凝縮相については内外径  $R_2, R_3$ 、厚さ  $D_2$  ( $R_2 < R_3 = R_2 + D_2$ ) であるとする。ここで考える凝縮相の熱伝導率は気相のそれに比べてかなり大きいと有限である。したがって、凝縮相にはその内部構造として必然的に温度場が形成される。この系は、初期に、温度  $T_0$  で完全静止平衡状態にあるとし、そのときの気相の密度と圧力をそれぞれ  $\rho_0, P_0$  とする。ある瞬間 ( $t = 0$ ) に、内側凝縮相の内端 ( $r = R_0$ ) および外側凝縮相の外端 ( $r = R_3$ ) での温度を  $T_0$  から、それぞれ、 $T_c^{(1)}$  および  $T_c^{(2)}$  へと変化させる。つまり、高温あるいは低温浴槽に接触させるとする。一定時間経過後、凝縮相内部を通しての熱伝導によって、凝縮相界面 ( $r = R_1$  と  $r = R_2$ ) の温度が変化し、それによって、界面で蒸発あるいは凝縮過程が生じ、種々の波動を伴った非定常流れ場が形成される。流れ場に対する支配方程式系としての流体力学的定式化[4]は次の構成をもつ。すなわち、それぞれの凝縮相内の温度場  $\tilde{T}^{(\alpha)}$  ( $\alpha = 1, 2$ ) に対しては、一定な拡散係数  $\kappa_c$  をもつ単純な熱伝導方程式、つまり

$$\frac{\partial \tilde{T}^{(\alpha)}}{\partial t} - \kappa_c \frac{\partial^2 \tilde{T}^{(\alpha)}}{\partial x_j^2} = 0 \quad (\text{第 } \alpha \text{ 凝縮相内部で}) \quad (1)$$

を、そして、気相の流れ場に対しては、通常の圧縮性 Navier-Stokes 方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_i \\ \rho(e + \frac{1}{2}u^2) \end{bmatrix} + \frac{\partial}{\partial x_j} \begin{bmatrix} \rho u_j \\ \rho u_i u_j + P \delta_{ij} - \tau_{ij} \\ \rho u_j (h + \frac{1}{2}u^2) - u_i \tau_{ij} + q_j \end{bmatrix} = 0 \quad (2)$$

$$P = \rho R T \quad (3)$$

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \delta_{ij} \quad (4)$$

$$q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (5)$$

$$h = \gamma e = c_p T = \frac{\gamma}{\gamma - 1} R T \quad (6)$$

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \frac{T}{T_0}, \quad \frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{T}{T_0}, \quad \gamma \equiv \frac{c_p}{c_v} \quad (7)$$

である。ここで、 $t$  は時間、 $x_i$  は空間座標、 $\rho$  は気体の密度、 $u_i$  は速度ベクトル、 $P$  は圧力、 $T$  は温度、 $e$  および  $h$  はそれぞれ単位質量当たりの内部エネルギー

ギーとエンタルピー、 $\tau_{ij}$  は粘性応力テンソル、 $q_i$  は熱流束ベクトルである。 $\delta_{ij}$  は Kronecker の delta を表わす。 $\mu$  と  $\lambda$  は粘性係数および熱伝導係数で、温度  $T$  に比例する ( $\mu_0, \lambda_0$  は温度  $T_0$  での粘性係数と熱伝導係数)。 $R$  は単位質量当たりの気体定数、 $\gamma$  は比熱比 (ここでは、 $\gamma = 5/3$ ) で、 $c_v$  と  $c_p$  はそれぞれ気体の定積比熱と定圧比熱である。

初期条件は、この問題に対して

$$\left. \begin{aligned} \tilde{T}^{(\alpha)} &= T_0 & (\text{第 } \alpha \text{ 凝縮相内部至る所で}) \\ u_i &= 0, \quad P = P_0, \quad T = T_0 & (\text{気相中で}) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

流体力学的定式化における境界条件は、凝縮相界面上 ( $r = R_1$  および  $r = R_2$ ) において

$$\left. \begin{aligned} u_i t_i &= 0 \\ \frac{P - P_W^{(\alpha)}}{P_W^{(\alpha)}} &= C_4^* \frac{u_i n_i}{(2RT_W^{(\alpha)})^{1/2}} \\ \frac{T - T_W^{(\alpha)}}{T_W^{(\alpha)}} &= d_4^* \frac{u_i n_i}{(2RT_W^{(\alpha)})^{1/2}} \\ -\lambda_c \frac{\partial \tilde{T}^{(\alpha)}}{\partial x_i} n_i &= q_i n_i + \left( h_L + \frac{1}{2} u^2 \right) \rho u_i n_i - u_i \tau_{ij} n_j \\ C_4^* &= -2.132039, \quad d_4^* = -0.446749 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

で与えられる。ここで、 $n_i$  は凝縮相界面上での外向き単位法線ベクトル、 $t_i$  は界面上における一つの単位接線ベクトル、 $T_W^{(\alpha)}$  は第  $\alpha$  凝縮相の界面温度で、 $P_W^{(\alpha)}$  は温度  $T_W^{(\alpha)}$  に対する飽和蒸気圧力である。ここでの問題においては、 $T_W^{(\alpha)}$ 、したがって、 $P_W^{(\alpha)}$  も、未知量で、時間の関数となっていることに注意する。(9) 式の上 3 つの関係式は、気体論方程式系に基づいた凝縮性気体の一般的な運動に対する弱非線形漸近解析 [5] から得られた巨視的条件である。また、(9) 式最後の関係式は界面でのエネルギー流束連続条件を表わす式で、 $\lambda_c$  は凝縮相の熱伝導係数である。飽和蒸気圧力  $P_W^{(\alpha)}$  は、次の Clapeyron-Clausius の式

$$\frac{P_W^{(\alpha)}}{P_0} = \exp \left[ -\Gamma \left( \frac{T_0}{T_W^{(\alpha)}} - 1 \right) \right], \quad \Gamma \equiv \frac{h_L}{RT_0} \quad (10)$$

で温度  $T_W^{(\alpha)}$  と結び付いている。上式における  $h_L$  は単位質量当たりの潜熱で、その無次元数  $\Gamma$  を潜熱パラメーターと呼ぶことにする。さらに、凝縮相端点 ( $r = R_1 - D_1$  および  $r = R_2 + D_2$ ) における境界条件として

$$\left. \begin{aligned} \tilde{T}^{(1)} &= T_c^{(1)} & \text{at } r = R_1 - D_1 \\ \tilde{T}^{(2)} &= T_c^{(2)} & \text{at } r = R_2 + D_2 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

ここで、 $T_c^{(\alpha)}$  は、第  $\alpha$  凝縮相の端点に接する恒温浴槽の温度である。

### 3. 無次元特性パラメーター

さて、解析に際して、長さのスケール  $L$  として内側凝縮相界面の曲率半径  $R_1$  を、速度のスケールとして初期状態での気体の音速  $c_0 = (\gamma RT_0)^{1/2}$ 、そして時間スケールとして  $\tau_0 = L/(2RT_0)^{1/2}$  をとる。これらのスケールに加えて、初期状態での流体力学的諸量を基準量にとり、支配方程式系および初期、境界条件を無次元化すれば、系の振る舞いは

$$\left. \begin{aligned} & \frac{T_{c1}}{T_0}, \quad \frac{T_{c2}}{T_0}, \quad \frac{D_1}{L}, \quad \frac{D_2}{L}, \quad \frac{R_2}{L}, \quad \Gamma \equiv \frac{h_L}{RT_0} \\ & \frac{\lambda_c}{\lambda_0}, \quad \frac{\kappa_c}{\kappa_0}, \quad Re \equiv \frac{\rho_0 c_0 L}{\mu_0}, \quad Pr \equiv \frac{c_p \mu_0}{\lambda_0} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

なる無次元パラメーターで特性づけられる。ここで、 $\lambda_c/\lambda_0$  は凝縮相の熱伝導係数比、 $\kappa_c/\kappa_0$  は温度拡散係数比、 $Re$  は Reynolds 数、 $Pr$  は Prandtl 数、 $R_2/L$  は 2 つの凝縮相界面の曲率半径比、 $D_1/L$ 、 $D_2/L$  はそれぞれの凝縮相厚さの比である。そして、 $\mu_0$ 、 $\lambda_0$ 、 $\kappa_0 \equiv \lambda_0/(\rho_0 c_p)$  は、それぞれ、初期状態での気体の粘性係数、熱伝導係数および温度拡散係数である。また、気体論方程式系に基づく結果 [6] との比較のために、 $Kn \equiv l_0/L$  で定義される Knudsen 数  $Kn$  を導入すると、Knudsen 数と Reynolds 数  $Re$  との間に

$$Re = \left( \frac{8\gamma}{\pi} \right)^{1/2} \frac{1}{Kn}, \quad Kn \equiv \frac{l_0}{L}$$

なる関係がある。ここで、 $l_0$  は初期状態での分子の平均自由行程で、 $l_0 \equiv (\mu_0/P_0)(8RT_0/\pi)^{1/2}$  で定義される。

### 4. 結果と考察

スキームとしては単純明快な MacCormack 法を使い、前節の無次元特性パラメーターの多数のセットに対してシミュレーションを行った。まづ、諸量の分布の代表例として、圧力、密度、温度および速度の時間発展的な分布を Fig. 1 と 4 に示す。前者の 2 つの図、Figs. 1 と 2、は潜熱パラメーターが  $\Gamma = 11.0$  の場合の同じ流れ場の諸量の分布で、蒸発・凝縮過程がやや弱い場合、後者の 2 つ、Figs. 3 と 4、は  $\Gamma = 3.0$  で、蒸発・凝縮過程がやや強めの場合である。いずれの場合も、 $t/\tau_0 = 1000$  以上時間経過すると、諸量の分布状態は実質的に定常と見做せる状態になる ( $t/\tau_0 = 1000$  と  $t/\tau_0 = 3000$  での分布の差は殆ど識別不能)。 $\Gamma = 3.0$  の場合には、蒸発・凝縮流は  $\Gamma = 11.0$  の場合に比べて比較的強く、そのため凝縮側界面 ( $r = R_2$ ) 近傍で、温度が比較的急激に変化する領域が現れる。つまり、 $0 < x/L < 0.9$  程度の範囲の領域では対流項が優勢で、凝縮側界面近傍で拡散項が効いてくることによる。これらのグラフによって、凝縮相内部および気相中での温度分布の推移が把握できると同時に、凝縮相界面上での温度の「跳び」の存在も、これが蒸発又は凝縮過程の生じる原因であるが、認識できよう。この問題の定常状態に対する理論解析も大西、藤 [7] によって行われているので、それらと比較した定常な温度分布

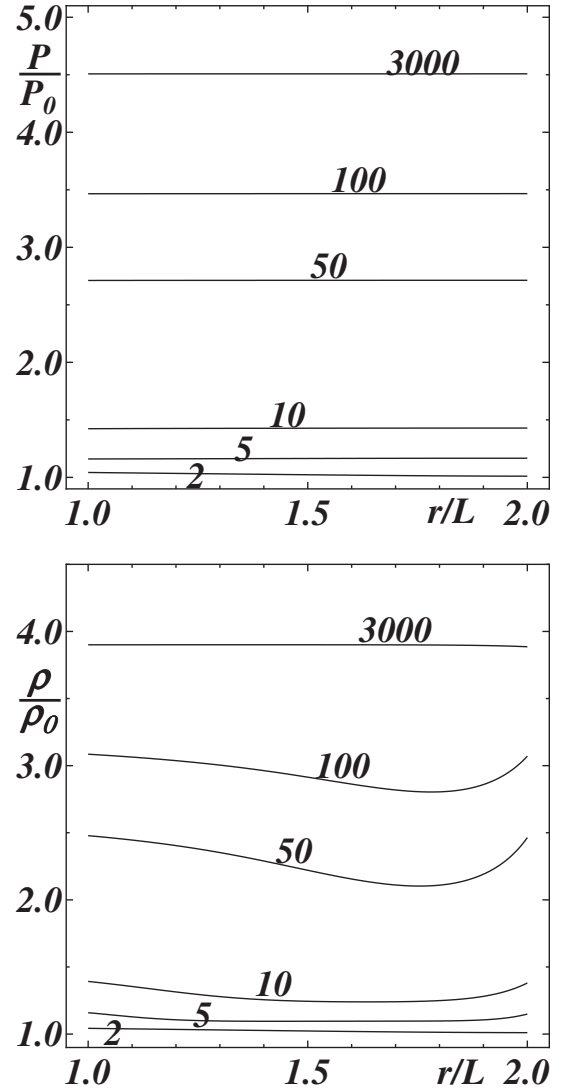


Fig. 1: The transient distributions of the pressure and density of a vapor between the coaxial cylindrical condensed phases with finite thermal conductivity ratio of  $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$ .  $T_c^{(1)}/T_0 = 1.5$ ,  $T_c^{(2)}/T_0 = 1.0$ ,  $D_1/L = D_2/L = 0.1$ ,  $R_2/R_1 = 2.0$ ,  $\Gamma = 11.0$ ,  $\kappa_c/\kappa_0 = 0.32$ ,  $Re = 412.03$  ( $Kn = 0.005$ ),  $Pr = 1.0$ . The numbers in the figures indicate the time  $t/\tau_0$ .

を Fig. 5 に示してみた。この理論解析は、気体論方程式系 [1] に対する (Knudsen 数小さいとしての) 漸近解析より導かれた一般論 (任意形状をもつ単一気体 2 相系の一般的な流れ場を対象とした解析) に基づいたもので、気体論方程式系に基づく直接的な解析と等価なものである (しかしながら、ここでの理論解析は Knudsen 数展開における第 1 近似レベルまでに留めている)。温度分布に関して言えば、両者は、凝縮側界面近傍の温度境界層辺りで多少の数値的隔りがあるものの全体としてかなり良好な一致を示していると言える。

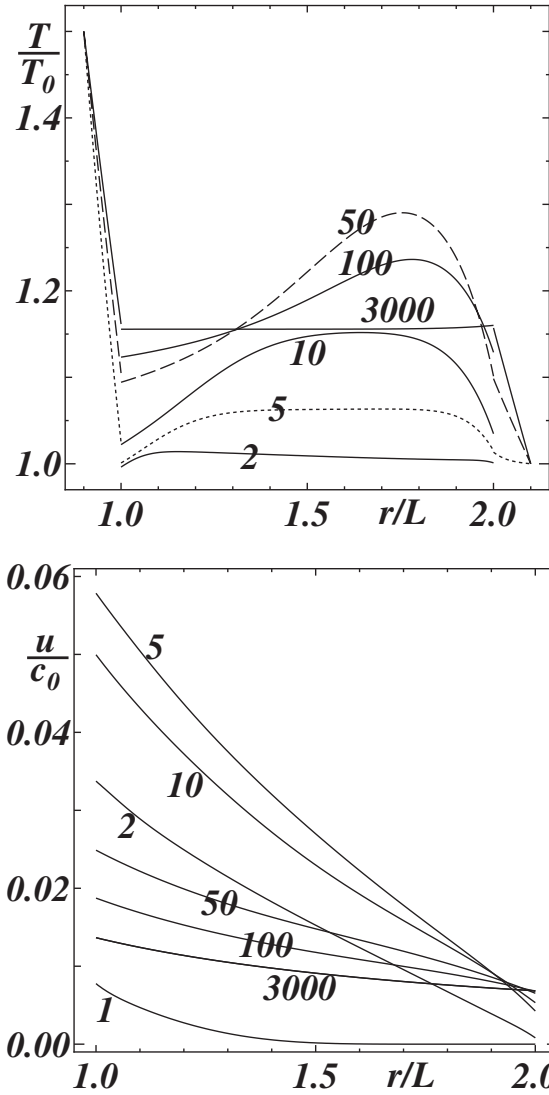


Fig. 2: The transient distributions of the temperature and velocity of a vapor between the coaxial cylindrical condensed phases with finite thermal conductivity ratio of  $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$ . The caption of this figure is the same as in Fig. 1.

次に、工学的には最も重要な質量流束  $\rho u/\rho_0 c_0$  およびエネルギー流束  $E/\rho_0 c_0^3$  を Figs. 6 と 7 に示す。前者の図は内側円筒状凝縮相界面からの蒸発過程、後者は外側凝縮相界面からの蒸発過程により生じている流れ場の場合で、共に、定常状態での質量流束およびエネルギー流束が潜熱パラメーター  $\Gamma$  の値によってどのように変化するかを示したものである。気相に対する凝縮相の熱伝導係数比  $\lambda_c/\lambda_0$  が大きくなるにつれ、質量流量およびエネルギー流量の最大値およびその最大値を与える潜熱パラメーターの値も少しずつ大きくなる傾向のあることは既に分かっている [3]。そこで、ここでは熱伝導係数比を一定にして、系の Knudsen 数  $Kn$  [=  $(\pi/8\gamma)^{1/2}(1/Re)$ ] による傾向の変化を調べてみた。

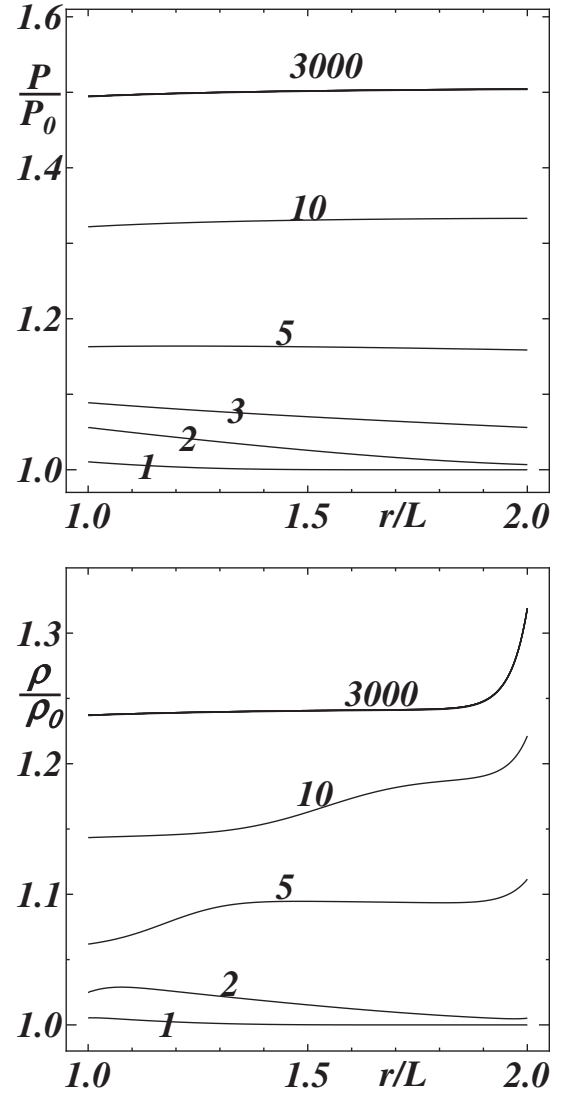


Fig. 3: The transient distributions of the pressure and density of a vapor between the coaxial cylindrical condensed phases with finite thermal conductivity ratio of  $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$ .  $T_c^{(1)}/T_0 = 1.5$ ,  $T_c^{(2)}/T_0 = 1.0$ ,  $D_1/L = D_2/L = 0.1$ ,  $R_2/R_1 = 2.0$ ,  $\Gamma = 3.0$ ,  $\kappa_c/\kappa_0 = 0.32$ ,  $Re = 412.03$  ( $Kn = 0.005$ ),  $Pr = 1.0$ . The numbers in the figures indicate the time  $t/\tau_0$ .

熱伝導係数比を無限大とした場合 ( $\lambda_c/\lambda_0 \rightarrow \infty$ )、質量流量およびエネルギー流量は潜熱パラメーターと共に単純に増大するが、有限の場合には ( $\lambda_c/\lambda_0 \sim O(1)$ )、それらの流量はある潜熱パラメーターの値に対して最大値をとる。流量のこのような振る舞いは、有限熱伝導係数比の場合に特徴的であり、また、系の Knudsen 数  $Kn$  が小さくなくても、この傾向は同じである。しかし、全体としての流量の値は小さくなる。この理由は、Knudsen 数  $Kn$  が小さい場合には、分子間の衝突が多くなり蒸発過程したがって最終的には凝縮過程も抑えられてしまうからと考えられる。また、凝縮相の



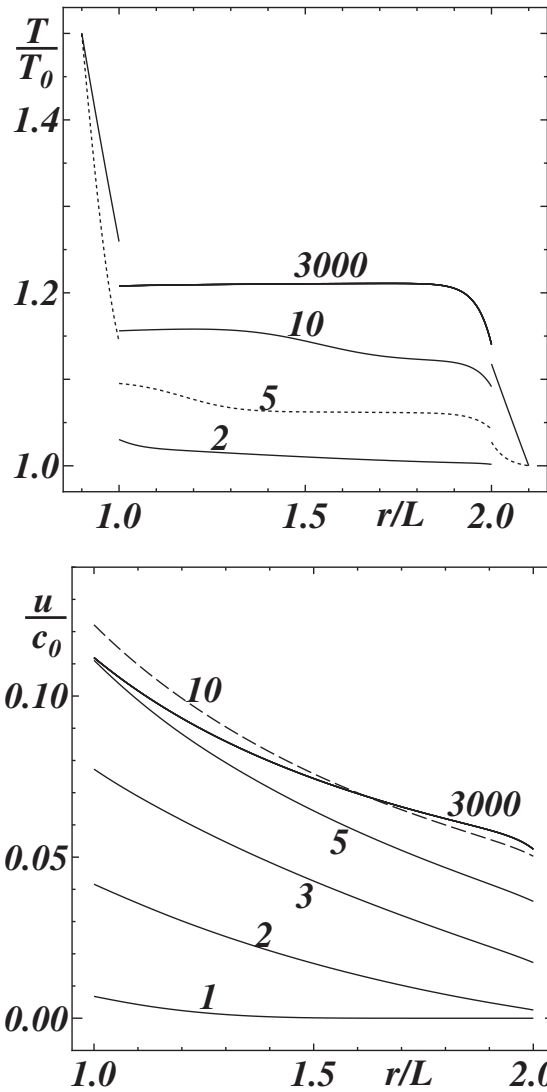


Fig. 4: The transient distributions of the temperature and velocity of a vapor between the coaxial cylindrical condensed phases with finite thermal conductivity ratio of  $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$ . The caption of this figure is the same as in Fig. 3.

曲率の影響は殆どみられない。

最後に、気体論方程式系 [1] に基づく数値シミュレーション結果 [6] との比較のグラフを Fig. 8–10 に示しておく。気体論方程式系に基づくこの問題の数値シミュレーションは非常に難しく、十分時間発展した流れ場の結果ではなく、 $t/\tau_0 = 10.0$  までの結果である。図から、少なくとも、この程度の時間発展までは、両者の結果は非常に良く一致していることが分かる。気体論方程式系に基づく解析は、計算機の記憶容量および計算時間の点から、流れ場の十分な時間発展は殆ど望めないが、ここで用いた流体力学的定式化に基づけば、ほぼ定常状態と見なせる状態まで無理なく計算を進めることが可能となっている。

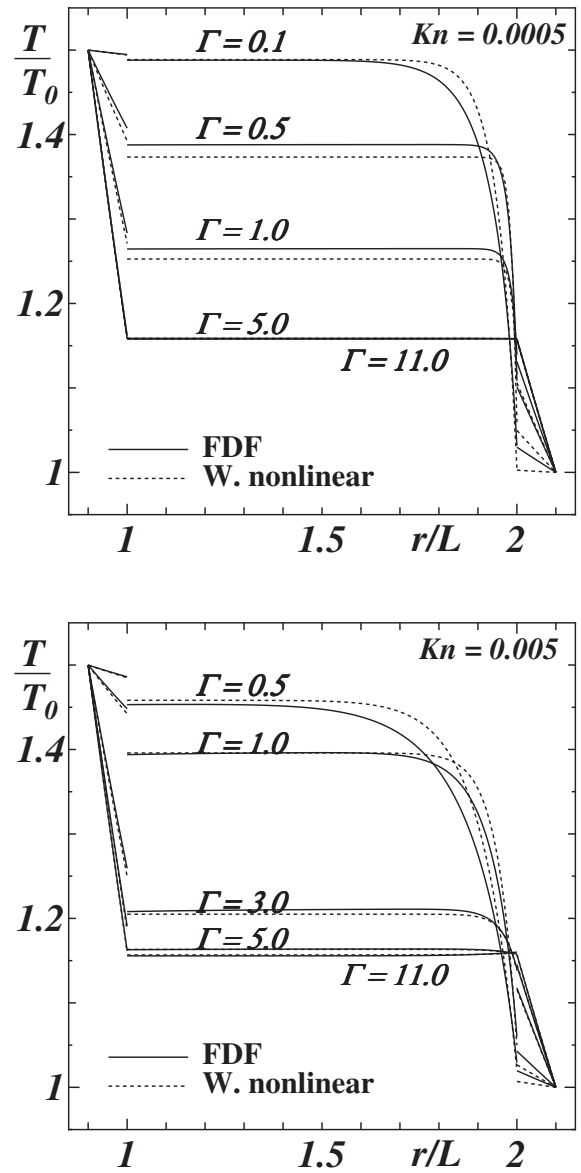


Fig. 5: The steady temperature distributions  $T/T_0$  of a vapor between the coaxial cylindrical condensed phases with finite thermal conductivity ratio of  $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$ .  $T_c^{(1)}/T_0 = 1.5$ ,  $T_c^{(2)}/T_0 = 1.0$ ,  $D_1/L = D_2/L = 0.1$ ,  $R_2/R_1 = 2.0$ ,  $\kappa_c/\kappa_0 = 0.32$ ,  $Pr = 1.0$ . **FDF**: the present results based on the Fluid dynamic formulation [4]. **W. nonlinear**: the theoretical results of Onishi & Fuji [7] based on the general asymptotic theory by Onishi & Sone [5].

この研究に対して、宇宙科学研究所情報解析センターの支援を受けたことに感謝する。

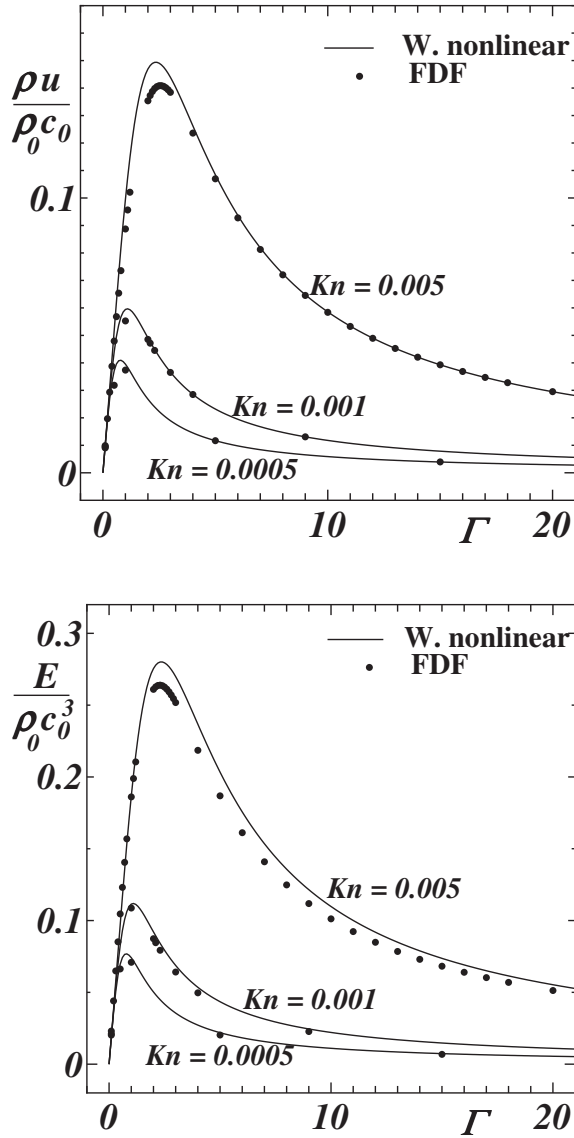


Fig. 6: The steady mass and energy flows of a vapor between the coaxial cylindrical condensed phases with finite thermal conductivity ratio of  $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$ .  $T_c^{(1)}/T_0 = 1.5$ ,  $T_c^{(2)}/T_0 = 1.0$ ,  $D_1/L = D_2/L = 0.1$ ,  $R_2/R_1 = 2.0$ ,  $\kappa_c/\kappa_0 = 0.32$ ,  $Pr = 1.0$ . **FDF**: the present results based on the Fluid dynamic formulation [4]. **W. nonlinear**: the theoretical results of Onishi & Fuji [7] based on the general asymptotic theory by Onishi & Sone [5].

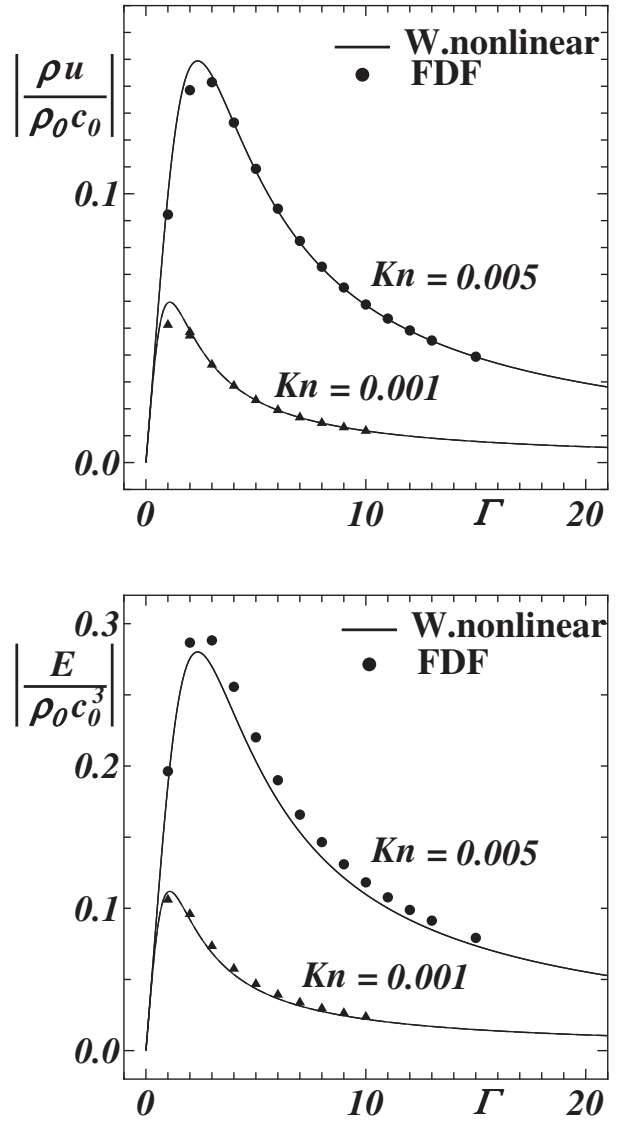


Fig. 7: The steady mass and energy flows of a vapor between the coaxial cylindrical condensed phases with finite thermal conductivity ratio of  $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$ .  $T_c^{(1)}/T_0 = 1.0$ ,  $T_c^{(2)}/T_0 = 1.5$ ,  $D_1/L = D_2/L = 0.1$ ,  $R_2/R_1 = 2.0$ ,  $\kappa_c/\kappa_0 = 0.32$ ,  $Pr = 1.0$ . **FDF**: the present results based on the Fluid dynamic formulation [4]. **W. nonlinear**: the theoretical results of Onishi & Fuji [7] based on the general asymptotic theory by Onishi & Sone [5].

## 参考文献

[1] P.L. Bhatnagar, E.P. Gross and M. Krook: A model for collision processes in gases. (I) Small amplitude processes in charged and neutron one-component systems. *Phys. Rev.* **94** (1954) 511–525.

[2] Y. Onishi and K. Yamada: Evaporation and Condensation from or onto the Condensed Phase with an Internal Structure. *Rarefied Gas Dynamics* (AIP Conference Proceedings: Volume 663), edited by A.D. Ketsdever and E.P. Muntz (American Institute of Physics, New York, 2003) pp. 630–637.

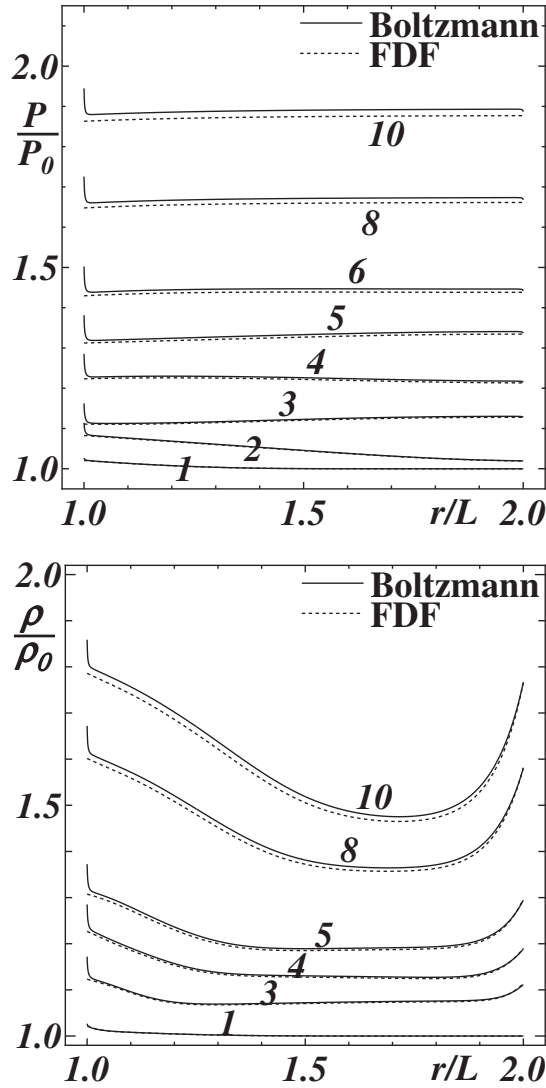


Fig. 8: The transient distributions of the pressure and density of a vapor between the coaxial cylindrical condensed phases with finite thermal conductivity ratio.  $T_c^{(1)}/T_0 = 2.0$ ,  $T_c^{(2)}/T_0 = 1.0$ ,  $D_1/L = D_2/L = 0.1$ ,  $R_2/R_1 = 2.0$ ,  $\Gamma = 11.0$ ,  $\lambda_c/\lambda_0 = 30.0$ ,  $\kappa_c/\kappa_0 = 0.32$ ,  $Re = 412.03$  ( $Kn = 0.005$ ),  $Pr = 1.0$ . The numbers in the figures indicate the time  $t/\tau_0$ . **FDF**: the present results based on the Fluid dynamic formulation [4]. **Boltzmann**: the results by Onishi [6] based on the kinetic equation [1].

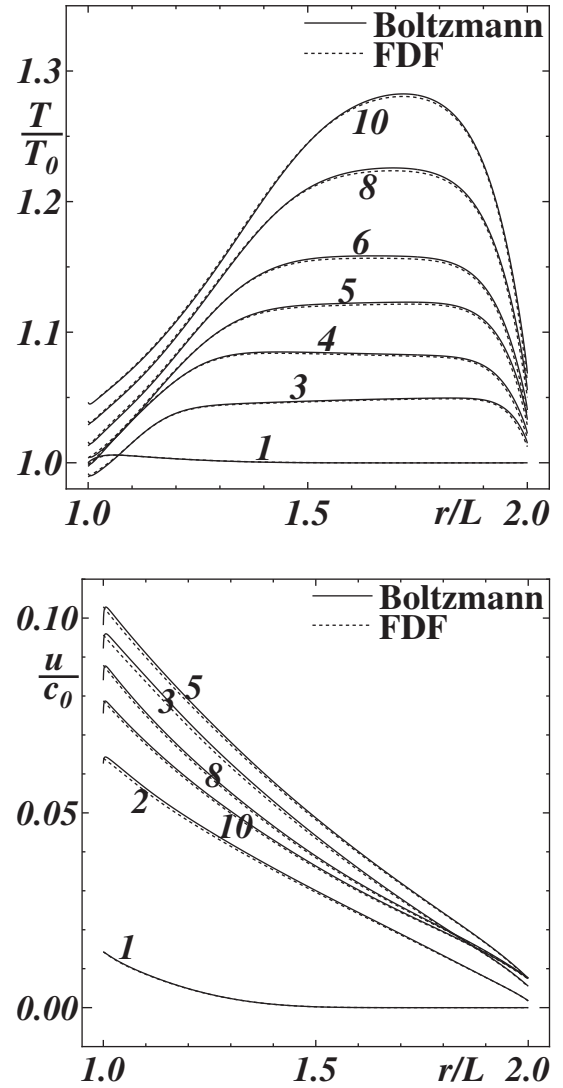


Fig. 9: The transient distributions of the temperature and velocity of a vapor between the coaxial cylindrical condensed phases with finite thermal conductivity ratio. The caption of this figure is the same as in Fig. 8.

On the treatment of strong evaporation and condensation flows of a vapor at the fluid dynamic level – Fluid dynamic formulation for phase change problems –.

*Rarefied Gas Dynamics* to be published. [あるいは、大西善元:「蒸発・凝縮過程を伴う非平衡流とその解析法」第50回理論応用力学講演会講演論文集(パネルディスカッション PD5-3: 2001年1月) pp. 61–64.]

- [3] Y. Onishi and T. Ooshida: Flows of a Vapor due to Phase Change Processes at the Condensed Phases with Temperature Fields as their Internal Structures.

*Rarefied Gas Dynamics*, edited by M. Capitelli (American Institute of Physics, Melville, New York, 2005), pp. 644–649.

- [4] Y. Onishi, T. Tanaka, D. Ichieda and H. Miura:

- [5] Y. Onishi and Y. Sone: Kinetic theory of slightly strong evaporation and condensation – Hydrodynamic equation and slip boundary condition for finite Reynolds number –. *J. Phys. Soc. Japan* **47**

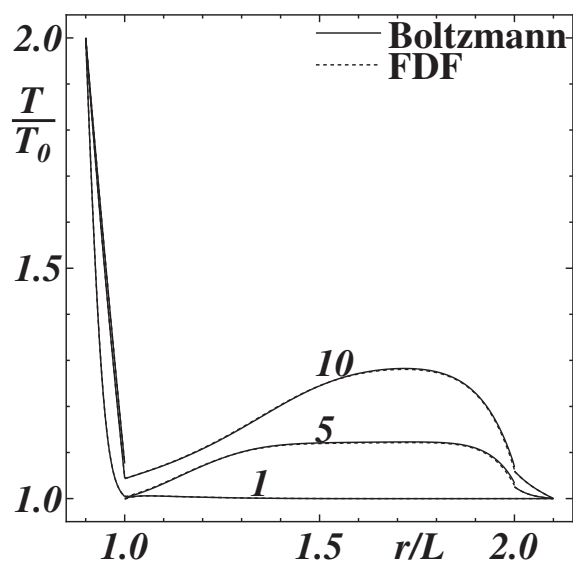


Fig. 10: The transient distributions of the temperature field in the whole flow field for evaporation and condensation between the coaxial cylindrical condensed phases with finite thermal conductivity ratio. The caption of this figure is the same as in Fig. 8.

(1979) 1676–1685.

[6] Y. Onishi: in preparation.

[7] 大西善元、藤 貴洋: 内部構造をもつ同軸円筒状凝縮相間の蒸発・凝縮流に対する漸近理論解析 (An asymptotic analysis on flows of a vapor between the cylindrical condensed phases with internal structures). 日本機械学会鳥取地方講演会 (中国四国支部・九州支部 合同企画) 講演論文集 (2006 年 11 月)

(受理 2006 年 11 月 30 日)